

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2014.03.04

黑洞暂现源中的准周期振荡现象

张 亮, 陈 黎, 李兆升, 王德华, 卜庆翠

(北京师范大学 天文系, 北京 100875)

摘要: 黑洞暂现源是中心天体为恒星级黑洞的 X 射线双星, 其 X 射线辐射是暂态的。目前已经得到认证的黑洞暂现源总共有 17 个, 黑洞候选体有 32 个。黑洞暂现源中普遍存在准周期振荡 (QPO) 现象, 按照频率的不同可以将黑洞暂现源中的 QPO 分为低频 QPO 和 高频 QPO 两类。相对论性进动模型是现阶段解释低频 QPO 现象最成功的理论模型, 除此之外径向振荡模型和盘振荡模型也可以解释某些低频 QPO 现象; 而高频 QPO 现象可以用相对论性共振模型以及盘振荡模型解释。研究黑洞暂现源 QPO 现象有利于更好地了解吸积的本质以及内吸积流的性质, 同时为研究黑洞周围强引力场效应提供了窗口。此外, 存在一些与 QPO 现象有关的经验关系, 对这些经验关系的研究可以对现有的理论模型提出限制条件。

关 键 词: 黑洞暂现源; 吸积盘; 准周期振荡 (QPO)

中图分类号: P142.6 **文献标识码:** A

1 引 言

黑洞双星 (Black hole binaries, BHBs) 是中心天体为恒星级黑洞, 伴星是非简并恒星的 X 射线双星。按照伴星的质量可以将其分为两类: 高质量 X 射线双星 (High-mass X-ray binary, HMXB) 和低质量 X 射线双星 (Low-mass X-ray binary, LMXB)。高质量 X 射线双星通过星风吸积的方式从伴星吸取物质, 低质量 X 射线双星通过洛希瓣吸积, 并在中心天体外围形成吸积盘。黑洞双星是一个极端的物理实验室, 其中涉及多种高能辐射机制, 对黑洞双星的研究将为我们更深层次了解这些辐射机制提供平台。同时, 黑洞是大质量恒星演化的终点, 对黑洞双星系统的研究将对现有的黑洞形成模型及恒星演化模型提出限制参数。此外, 黑洞周围存在强引力场, 为探测广义相对论效应提供了窗口。

第一个被证认的黑洞双星是 Cyg X-1^[1, 2], 第二个是 LMC X-3^[3], 它们的伴星都是大质量的 O/B 型恒星, 并且与后来认证的 LMC X-1 一样都表现为持续不间断地发射 X 射线辐

收稿日期: 2013-12-16; 修回日期: 2014-04-21

资助项目: 国家自然科学基金 (11173024); 中国科学院空间科学战略性先导科技专项 (XDA 04010300); 中央高校基本科研业务费专项资金

通讯作者: 张亮, zhangliang763288329@vip.qq.com

射。A 0620-00 是第三个认证的黑洞双星, 它的性质与前两个截然不同, 表现为在短时间内突然增亮, 持续一段时间后又恢复到原来的状态, 这一类源称为黑洞暂现源 (Black hole transients, BHTs)。目前得到认证的黑洞双星总共有 23 个, 其中 17 个是像 A 0620-00 一样的暂现源 (见表 1, 其中编号 1-17 为黑洞暂现源, 18-23 为持续源)^[4]。有 2 个暂现源性质很特别: 一个是 GRS 1915+105, 其爆发在 1992 年发现之后持续了 10 多年; 另一个是 GX 339-4, 该源经历了多次爆发并且从未演化到宁静态^①。证认黑洞的主要判据是致密星的质量大于 $3.2 M_{\odot}$ ^[5]。除了已经被证认的黑洞双星, 还有一类源并没有证认其中心天体是黑洞, 但是它们的 X 射线能谱以及时变的性质很像黑洞双星, 这一类源称为黑洞候选体 (Black hole candidates, BHCs), 目前已知的黑洞候选体有 32 个 (见表 2)。

流量稳定的黑洞双星的伴星均为大质量 O/B 型恒星, 中心黑洞通过星风吸积伴星的物

表 1 23 个已认证的黑洞双星^[4]

编号	坐标名称	常用名 或前缀	$f(M)$ / M_{\odot}	q $q_{\min} - q_{\max}$	i / $(^{\circ})$	M_1 / M_{\odot}
1	0620-003	(A)	2.76 ± 0.01	$0.056 - 0.064$	51.0 ± 0.9	6.6 ± 0.25
2	1543-47	(4U)	0.25 ± 0.01	$0.25 - 0.31$	20.7 ± 1.5	9.4 ± 1.0
3	1550-564	(XTEJ)	7.73 ± 0.40	$0.0 - 0.040$	74.7 ± 3.8	9.1 ± 0.6
4	1655-40	(GROJ)	2.73 ± 0.09	$0.37 - 0.42$	70.2 ± 1.9	6.3 ± 0.27
5	1819.3-2525	V4641 Sgr	3.13 ± 0.13	$0.42 - 0.45$	75 ± 2	7.1 ± 0.3
6	2023+338	(GS)	6.08 ± 0.06	$0.056 - 0.063$	55 ± 4	12 ± 2
7	0422+32	(GROJ)	1.19 ± 0.02	$0.076 - 0.31$
8	1009-45	(GRS)	3.17 ± 0.12	$0.12 - 0.16$
9	1118+480	(XTEJ)	6.1 ± 0.3	$0.035 - 0.044$
10	1124-683	Nova Mus 91	3.01 ± 0.15	$0.11 - 0.21$
11	1354-64	(GS)	5.73 ± 0.29	$0.08 - 0.15$
12	1650-500	(XTEJ)	2.73 ± 0.56	$0.0 - 0.2$
13	1659-487	GX 339-4	5.8 ± 0.5	$0.0 - 0.4$
14	1705-250	Nova Oph 77	4.86 ± 0.13	$0.0 - 0.053$
15	2000+251	(GS)	5.01 ± 0.12	$0.035 - 0.053$
16	1915+105	(GRS)	9.5 ± 3.0	$0.025 - 0.091$	66 ± 2	...
17	1859+226	(XTEJ)	7.4 ± 1.1
18	0020+593	IC 10 X-1	7.64 ± 1.26	> 20
19	0055-377	NGC 300-1	2.6 ± 0.3	> 10
20	0133+305	M33 X-7	0.46 ± 0.07	15.65 ± 1.45
21	0538-641	LMC X-3	2.3 ± 0.3
22	0540-697	LMC X-1	0.886 ± 0.037	10.91 ± 1.54
23	1956+350	Cyg X-1	0.251 ± 0.007	> 8

^①宁静态指的是 X 射线光度很低的态 ($L_x = 10^{23.5} \sim 10^{26.5} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$), 出现在爆发之前, 一般持续很长时间, 能谱由非热成分主导。

表 2 32 个黑洞候选体^[4]

编号	源名称	赤经 (J2000)	赤纬 (J2000)	银经 /(°)	银纬 /(°)	最大的 X 射线 强度 (Crab)
1	1A 1524-61	15 28 17.2	-61 52 58	320.3	-4.4	0.95
2	4U 1630-47	16 34 01.61	-47 23 34.8	336.9	+0.3	1.4
3	XTE J1652-453	16 52 20.33	-45 20 39.6	340.5	-0.8	0.19
4	IGR J17098-3628	17 09 45.93	-36 27 58.2	349.6	+2.1	0.13
5	SAX J1711.6-3808	17 11 37.1	-38 07 05.7	348.6	+0.8	0.13
6	GRO J1719-24	17 19 36.93	-25 01 03.4	359.9	+7.0	1.5
7	XTE J1720-318	17 19 58.994	-31 45 01.25	354.6	+3.1	0.41
8	IGR J17269-4737	17 26 49.28	-47 38 24.9	342.2	-6.9	0.083
9	GRS 1730-312	17 33 52.3	-31 12 25	356.7	+1.0	0.20
10	GRS 1737-31	17 40 09	-31 02 24	357.3	+0.6	0.026
11	GRS 1739-278	17 42 40.03	-27 44 52.7	0.7	+1.2	0.86
12	KS J1739-304	17 42 44.0	-30 30 51	358.3	-0.3	0.009
13	1E 1740.7-2942	17 43 54.83	-29 44 42.6	359.1	-0.1	0.03
14	1A 1742-289	17 45 37.0	-29 01 07	359.9	-0.0	2.0
15	H 1743-322	17 46 15.57	-32 14 01.1	357.1	-1.6	0.77
16	XTE J1748-288	17 48 05.06	-28 28 25.8	0.7	-0.2	0.64
17	IGR J17497-2821	17 49 38.037	-28 21 17.37	1.0	-0.5	0.03
18	SLX 1746-331	17 49 48.3	-33 12 26	356.9	-3.1	0.27
19	Swift J1752-223	17 52 15.10	-22 20 32.78	6.4	+2.1	0.11
20	Swift J1753.5-0127	17 53 28.29	-01 27 06.22	24.9	+12.2	0.16
21	XTE J1755-324	17 55 28.6	-32 28 39	358.0	-3.6	0.18
22	4U 1755-33	17 58 40.0	-33 48 27	357.2	-4.9	0.10
23	GRS 1758-258	18 01 12.40	-25 44 36.1	4.5	-1.4	0.02
24	SAX J1805.5-2031	18 05 34	-20 30 48	9.6	+0.3	0.051
25	XTE J1817-330	18 17 43.54	-33 01 07.8	359.8	-8.0	1.35
26	XTE J1818-245	18 18 24.4	-24 32 18.0	7.4	-4.2	0.51
27	Swift J1842.5-1124	18 42 17.33	-11 25 00.6	21.7	-3.2	0.04
28	EXO 1846-031	18 46 39.8	-03 07 21	29.9	-0.9	0.3
29	IGR J18539+0727	18 53 54	+07 27	39.8	+2.8	0.02
30	XTE J1856+053	18 56 39	+05 19 48	38.3	+1.3	0.07
31	XTE J1908+094	19 08 53.077	+09 23 04.90	43.3	+0.4	0.10
32	XTE J2012+381	20 12 37.71	+38 11 01.1	75.4	+2.2	0.16

质^[4]。而几乎所有的黑洞暂现源均为低质量 X 射线双星,中心黑洞通过洛希瓣吸积并在国外形成吸积盘,所以对黑洞暂现源的研究有利于更好地了解吸积的物理机制以及吸积盘的结构。本文意在综述与吸积盘有关的准周期振荡 (quasi-periodic oscillation, QPO) 现象,所以研究对象只考虑了黑洞暂现源 (包括黑洞候选体)。

人们对黑洞暂现源时变特征最初的了解来自于日本的 X 射线卫星 Ginga, 该卫星的时间分辨率达到 31.3 ms, 探测到了黑洞暂现源复杂的变化特征, 包括准周期振荡现象。但由于当时已知的黑洞暂现源数目相对较少并且卫星的有效面积较小, 导致我们研究其能谱和时变性质时受到限制。这一困境在美国 RXTE^① 卫星工作之后得到了很大的改善, 该卫星具有高时间分辨率 (最高可达 1 μ s)、大有效面积、宽能量范围等特点, 使得它非常适于研究 X 射线的时变特征。在它工作的 10 多年时间里, 已经在黑洞暂现源的时变研究领域取得了一系列重要的研究成果。RXTE 发射之后, 美国航空航天局和欧洲空间局又发射了 2 颗 X 射线成像卫星 Chandra^② 和 XMM-Newton^③, 这 2 颗卫星都具有较高的能量分辨率, 适于对黑洞暂现源进行能谱分析。

对 X 射线快速变化进行研究的主要方法是对光变曲线做快速傅里叶变换 (fast fourier transform, FFT) 得到功率密度谱 (power density spectrum, PDS)。在功率密度谱上可以看到很多不同的成分, 其中最明显的结构是一些窄的峰, 称为准周期振荡现象, 一般认为是由与内吸积流有关的某种机制引起的。黑洞暂现源中的 QPO 按照频率的不同可分为两类, 分别是低频 QPO (mHz \sim 20 Hz) 和 高频 QPO (40 \sim 450 Hz) (详见第 3 章)。低频 QPO 又可以根据品质因子、分数 rms、延迟的不同分为 A, B, C 三种子类 (见图 1)。低频 QPO 一般认为是由与广义相对论效应有关的 Lense-Thirring 进动导致的, 而高频 QPO 一般认为是由轨道频率与本轮运动频率之间的共振或者不同模式的盘振荡引起的 (详见第 4 章), 除了这些峰之外的部分是宽带噪声。功率谱上不同成分的频率之间会有一些特殊的相关关系, 这说明不同的成分可能有某种相同的起源。此外, 在一些黑洞暂现源中低频 QPO 频率与盘成分流量或者幂律成分流量具有相关关系, 对这些经验关系的研究可以帮助我们更好地了解 QPO 的产生机制。

黑洞暂现源能谱的演化可以在硬度-强度图 (hardness-intensity diagram, HID) 上体现出来。HID 是以硬度为横坐标、X 射线流量为纵坐标作出的图形, 其中硬度为两个不同能段计数率之比^[6], 表示高能光子在辐射中的比重。黑洞暂现源能谱的演化在 HID 上呈现出逆时针的 q 形状, 对应能谱从硬到软再到硬的过程。Belloni 将黑洞暂现源的爆发过程划分为四个基本态, 分别为低硬态 (LHS)、硬中间态 (HIMS)、软中间态 (SIMS) 和高软态 (HSS), 对应 HID 上的不同区域 (见图 2)^[7]。Yu 等人发现 LHS 的最大光度与 HSS 的最大光度正相关^[8]。McClintock 提出了一种更量化的谱态分类标准, 他们根据一些参数的值例如分数 rms、幂律光子指数、盘成分流量占总流量的比等将其分为硬态 (Hard state)、陡的幂律态 (steep power

^①<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/xtegef.html>

^②<http://cxc.harvard.edu/index.html>

^③<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/xmmgof.html>

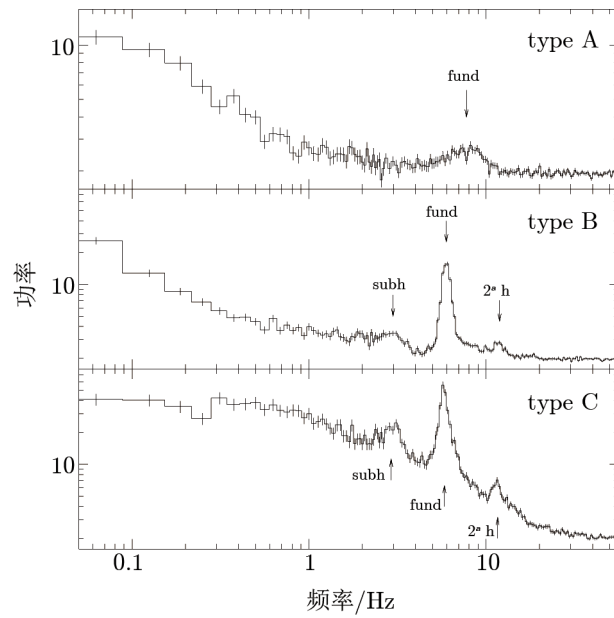


图 1 XTE J1859+226 中三种子类低频 QPO 的功率谱^[15]
 其中 fund 是基频, subh 是半频, 2^a h 是谱频成分。

law, SPL)、中间态 (intermediate state) 和热态 (Thermal state)^[9]。这两种分类方法的主要区别在于中间态的划分, 本文主要采用 Belloni 的分类标准。黑洞暂现源的能谱成分很复杂, 既包括热成分又包括非热成分 (有时也称硬成分或幂律成分)。热成分来自光学厚的吸积盘, 非热成分一般认为是由盘中的软光子与冕中相对论性电子的逆康普顿散射产生的^[10]。

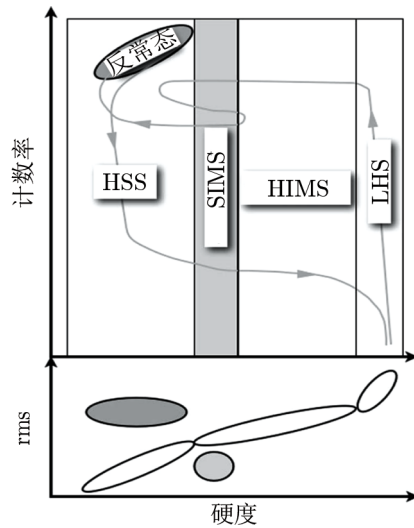


图 2 谱态分类示意图^[7]

本文主要介绍功率密度谱分析方法、黑洞暂现源中的 QPO 现象以及 QPO 现象的理论模型,除了功率密度谱外,还有一些研究时变性质的高级工具如交叉相关函数等,本文不做具体介绍^[11]。本文的大致安排为:第 2 章简要介绍功率密度谱的分析方法;第 3 章主要介绍黑洞暂现源 QPO 的分类以及不同子类 QPO 的性质;第 4 章分别介绍低频 QPO 和高频 QPO 的理论模型;第 5 章主要介绍一些与 QPO 有关的经验关系;第 6 章是对本文的总结以及对黑洞暂现源研究前景的展望。

2 功率密度谱分析

2.1 功率密度谱

傅里叶分析方法是时变研究领域里的一种重要方法。该方法不仅提供了时间序列中不同傅里叶频率处的信号强度随傅里叶频率的变化关系,更重要的是还可以用来判断时间序列中是否存在周期性的或准周期性的信号。

对于平稳的随机时间信号序列:

$$x(j) = x(0), x(1), \dots, x(N-1), \quad N = 2^m ;$$

其中, $x(j)$ 为第 j 段时间内的光子计数。上述时间序列的傅里叶变换为:

$$S(j) = \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{i2\pi jk/N} \quad (j = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2} - 1) , \quad (1)$$

其中, $i^2 = -1$ 。傅里叶频率为 $f_j = j/T = j/N\Delta t$, $T = N\Delta t$ 为总的观测时间长度。则 Leahy 归一化的单边功率密度谱为^[12]:

$$P_{j,\text{Leahy}} = \frac{2}{N_{\text{tot}}} |S(j)|^2 \quad (j = 0, 1, \dots, N/2) , \quad (2)$$

$$N_{\text{tot}} = \sum_{k=0}^{N-1} x_k = TR_{\text{tot}} ,$$

R_{tot} 为平均计数率。Leahy 归一方法将功率密度归一到平均光子数,适于导出方差的统计意义。常用的另一种归一方法是 Miyamoto 归一^[13],该方法将功率密度谱归一到均方平均强度,主要用于计算功率密度谱中相对平均强度的变化幅度(即 rms, 详见 2.3 节),其功率可表示为:

$$P_{j,\text{Miyamoto}} = \frac{P_{j,\text{Leahy}}}{R_{\text{tot}}} = \frac{2}{N_{\text{tot}} R_{\text{tot}}} |S(j)|^2 , \quad j = 0, 1, \dots, N/2 . \quad (3)$$

观测的光变曲线中包含了背景噪声,为得到源的有效功率密度谱需要扣除噪声,噪声的主要成分是泊松噪声。Leahy 归一时,噪声功率的期望值 $\langle P_{\text{noise}} \rangle = 2$; Miyamoto 归一时,期望值为 $\langle P_{\text{noise}} \rangle = 2/R_{\text{tot}}$ 。

功率密度谱上包含噪声成分和 QPO。噪声成分分为幂律噪声(power-law noise)、有限带宽噪声(band-limited noise)和峰值(peak noise)噪声等几种类型。QPO 是功率密度谱上具

有有限宽度的峰, 因为具有一定的宽度, 所以 QPO 并不是严格的周期信号, 而是一种准周期的信号, 该信号可能由于某种不稳定性产生。

2.2 功率密度谱的拟合

功率密度谱上往往有多个不同的峰形结构, 为了得到这些成分的光变时标或频率, 需要对功率密度谱进行拟合。拟合功率密度谱的方法主要有两种: 一种是用截断的幂律函数加洛伦兹函数拟合, 另一种方法是用多个洛伦兹函数拟合功率密度谱中的各成分。洛伦兹函数的形式是:

$$P(\nu) = \frac{r^2 \Delta}{\pi} \frac{1}{\Delta^2 + (\nu - \nu_0)^2}, \quad (4)$$

其中, ν_0 是中心频率, Δ 是半峰半宽, r 是分数 rms (fractional root-mean-square, 又称为相对 rms, 详见 2.3 节), r^2 表示的是洛伦兹轮廓所包围的区域面积。一般功率密度谱的横坐标为频率, 纵坐标为功率, 这种表达方法成分的特征频率是中心频率 ν_0 。此外, 功率密度谱还有另一种表示方法, 纵坐标为功率乘以频率, 这种表达各成分的特征频率为:

$$\nu_{\max} = \sqrt{\nu_0^2 + \Delta^2} = \nu_0 \sqrt{1 + \frac{1}{4Q^2}}, \quad (5)$$

其中, $Q = \nu_0/2\Delta$ 叫做品质因子^[14], 它表示的是信号的相干性, 品质因子越大, 功率密度谱上的峰越尖锐。一般 $Q > 2$ 时, 认为是 QPO; $Q < 2$ 时, 看作是噪声。

2.3 rms

rms (root-mean-square) 是表示信号变化强度的参量。对于 2.1 节中的时间序列, 容易得到其协方差为:

$$\text{Var}(x_k) = \sum_{k=0}^{N-1} (x_k - \bar{x})^2 = \sum_{k=0}^{N-1} x_k^2 - \frac{1}{N} \left(\sum_{k=0}^{N-1} x_k \right)^2. \quad (6)$$

由 Parseval 定理:

$$\sum_{k=0}^{N-1} |x_k|^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=-N/2}^{N/2-1} |a_j|^2, \quad (7)$$

得到:

$$\text{Var}(x_k) = \frac{N_{\text{tot}}}{N} \sum_{j=1}^{N/2} P_{j,\text{Leahy}} = \frac{N_{\text{tot}} R_{\text{tot}}}{N} \sum_{j=1}^{N/2} P_{j,\text{Miyamoto}}. \quad (8)$$

该时间序列的分数 rms 定义为:

$$\begin{aligned} r &\equiv \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \text{Var}(x_k)}}{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{N/2} P_{j,\text{Leahy}}}{N_{\text{tot}}}} \\ &= \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{N/2} P_{j,\text{Miyamoto}}}{T}} = \sqrt{\int P_{\text{Miyamoto}}(\nu) d\nu}, \end{aligned} \quad (9)$$

从式 (9) 可以看出分数 rms 描述的物理意义是信号强度占总流量的百分比。用 Miyamoto 归一时更方便于计算分数 rms。绝对均方根定义为:

$$RMS = rms \times R_{tot} . \quad (10)$$

2.4 黑洞暂现源功率谱中各成分

从图 1 中可以看出不同子类低频 QPO 的功率谱成分明显不同。C 型 QPO 伴随着很强的平台噪声, 而 A 型和 B 型 QPO 伴随着较弱的幂律噪声, 并且 A 型 QPO 没有谐频成分^①。这些不同导致拟合不同类型 QPO 功率谱时会有差异, 下文仅给出 C 型 QPO 存在时功率谱中的成分及其拟合方式 (见图 3): 一个中心频率为 0 的洛伦兹函数 L_b 拟合宽带噪声中的平台部分, 截断在频率 ν_b 处; 两个中心频率为 0 的洛伦兹函数 L_l 和 L_μ 拟合宽带噪声的高频段, 洛伦兹函数的特征频率分别为 ν_l 和 ν_μ (有时是高频 QPO); 当低频 QPO 轮廓较复杂的时候需要用两个洛伦兹函数拟合, 一个相对窄的特征频率为 ν_{LF} 的 L_{LF} 成分和一个相对较宽的鼓包 (hump) 成分 L_h , 其特征频率为 ν_h 。需要注意的是这两个描述低频 QPO 区域的成分可能不同时存在, 但通常情况下, 想要很好地拟合这个区域至少需要一个成分, 该成分可能是 L_{LF} 也可能是 L_h ; 当它们同时出现时, 中心频率一般相等^[14]。

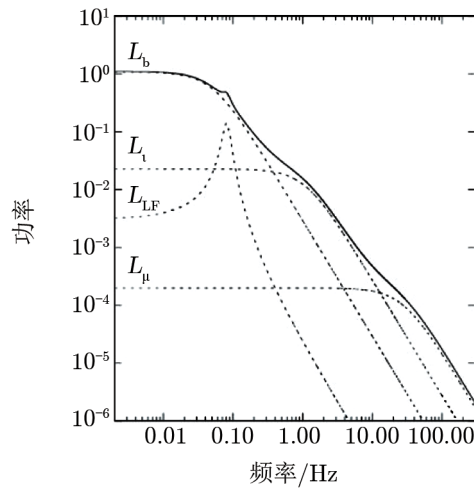


图 3 黑洞暂现源 XTE J1118+480 功率谱中的各成分^[14]

^①谐频是基频与常数之间的某种线性组合

3 QPO 的分类

在致密星为黑洞的低质量 X 射线双星系统里, 按照中心频率的不同可以将 QPO 分为两类: 一类是低频 QPO (中心频率范围在 10^{-3} Hz \sim 20 Hz), 另一类是高频 QPO (中心频率为 40~450 Hz)^①。下面将分别介绍这两种不同类型 QPO 的性质。

3.1 低频 QPO

根据 Casella 在 2004 年提出的分类标准, BHTs 中的低频 QPO 可以分为三类, 分别是 C 型 QPO、B 型 QPO 和 A 型 QPO^[15]。该标准是基于三种子类低频 QPO 的品质因子、噪声、分数 rms 以及相位延迟的不同划分的 (见表 3 和图 1), 不能简单地根据频率划分子类, 因为三种类型的低频 QPO 中心频率之间有重叠部分^[16]。在硬度-强度图上, 不同子类的低频 QPO 落在不同的区域 (见图 4)。在中心频率与 rms 图上, 三种不同类型的低频 QPO 也明显分布在不同的区域, 例如, Motta 通过对黑洞暂现源 GX 339-4 中低频 QPO 现象的研究, 发现分数 rms 是区别三种不同类型 QPO 很好的参量 (见图 5)^[17]。

表 3 三类型低频 QPO 的性质^[16]

性质	C 型	B 型	A 型
中心频率 (Hz)	$\approx 0.1 \sim 15$	$\approx 5 \sim 6$	≈ 8
品质因子 (ν/FWHM)	$\approx 7 \sim 12$	$\gtrsim 6$	$\lesssim 3$
振幅 (%rms)	3 ~ 16	$\approx 2 \sim 4$	$\lesssim 3$
噪声	强平台噪声	弱红噪声	弱红噪声
基频的相位延迟	软延迟/硬延迟	硬延迟	软延迟
二次谐频的相位延迟	硬延迟	软延迟	...
半频的相位延迟	软延迟	软延迟	...

从图 5 中可以看出 C 型 QPO 的中心频率范围很宽, 在 0.1~9 Hz, 分数 rms 在 10% ~ 35%, 中心频率与分数 rms 成反相关。B 型 QPO 的中心频率主要集中在 6 Hz 附近, 分数 rms 为 5% ~ 10%。A 型 QPO 的分数 rms 较小, 一般小于 5%, 其中心频率主要集中在 8 Hz 左右。后面两种类型低频 QPO 没有分数 rms 与中心频率反相关的现象。

下面以源 XTE J1859+226 为例, 分别介绍三种不同类型低频 QPO 的性质。

3.1.1 C 型 QPO

C 型 QPO 出现在爆发的早期, 大多在低硬态末期和硬中间态。功率谱上可能出现四个成分: 一个很强的有限带宽噪声 (band-limited noise), 分数 rms 可以达到 15% ~ 30% 以及 3 个 QPO 的峰。通常认为最强最窄的峰是基频, 其中心频率在 0.1~15 Hz 的范围, 品质因子 Q 为 7 ~ 12。QPO 的分数 rms 随着能量的增加而增加, 在高于 10 keV 时趋于平坦^[15, 16]。C 型 QPO 的功率谱还经常出现一个半频和一个二次谐频的峰。为了更好地拟合峰的轮廓, 有时需要在多洛伦兹模型上迭加高斯成分。基频的相位延迟很强烈地依赖于 QPO 频率, 随着 QPO

^①后文中出现的 QPO 频率均指的是 QPO 的中心频率

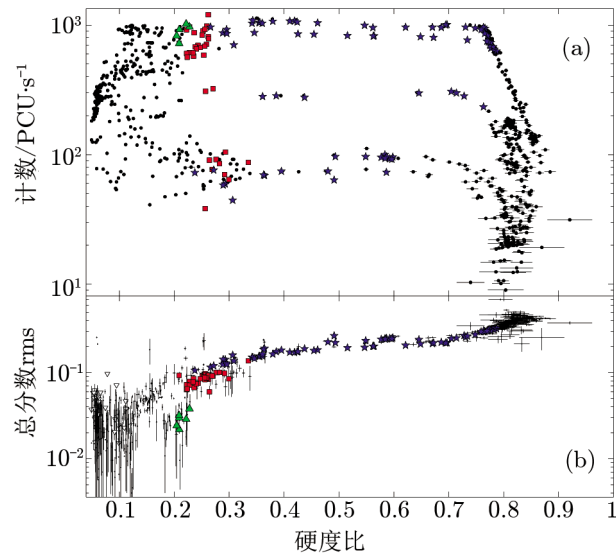


图 4 GX 339-4 的 HID (a) 和 硬度-分数 rms (b) 关系^[17]

其中蓝色的五角星代表存在 C 型 QPO 的观测号, 红色的正方形代表存在 B 型 QPO 的观测号, 绿色的三角形代表存在 A 型 QPO 的观测号, 黑色的点代表没有低频 QPO 的观测号。

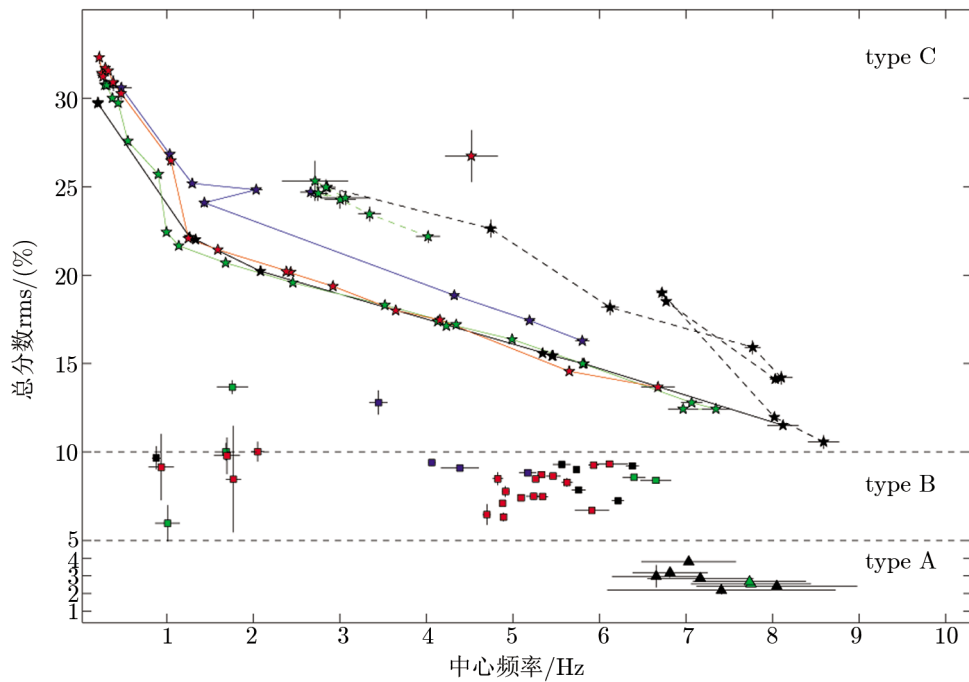


图 5 GX 339-4 的低频 QPO 中心频率与分数 rms 关系^[17]

其中五角星代表 C 型 QPO, 三角形代表 A 型 QPO, 正方形代表 B 型 QPO。不同的颜色代表不同时间的爆发, 黑色是 2002 年, 蓝色是 2004 年, 绿色是 2007 年, 红色是 2010 年。实线连接的是从硬态向软态过渡时期产生的 C 型 QPO, 虚线连接的是从软态向硬态过渡时期产生的 C 型的 QPO。

频率的增加有向软延迟发展的趋势, 这与 GRS 1915+105 相同^[18]。半频峰的延迟通常是软延迟, 而二次谐频峰的延迟为硬延迟。C 型 QPO 覆盖很大的硬度范围, 随着源由硬态向硬中间态演化, 能谱逐渐变软, C 型 QPO 的中心频率增加, 分数 rms 逐渐减小^[17]。

在爆发的最后阶段也会出现 C 型 QPO, 为区分黑洞暂现源爆发上升阶段和下降阶段出现的 C 型 QPO, 将后者称为 C* 型 QPO。这类由软态向硬态过渡时产生的 QPO 与从硬态向软态过渡时产生的 C 型 QPO 有很大的不同: 中心频率较高, 范围在 7~9 Hz; 分数 rms 相对较低, 品质因子较小, 功率谱上出现幂律噪声成分, 偶尔也会发现二次谐频和半频成分; 相位延迟是软延迟, 对应的时间延迟可以达到 10 ms^①。源 GX 339-4 在 2002 年爆发时其中心频率范围是 4~9 Hz, 2004 年爆发为 3 Hz 左右, 2007 年的爆发在一个很窄的范围 2~4 Hz。不同爆发中心频率范围变化很大^[17]。虽然 C* 型 QPO 与 C 型 QPO 在中心频率范围、品质因子以及分数 rms 上都有很大的不同, 但从图 5 上可以发现两者在同一对角线上, 说明两者可能由同一种机制产生。随着 QPO 中心频率的增加, 有从 C* 型 QPO 向 C 型 QPO 过渡的趋势。

目前在大多数 BHTs 中都发现了 C 型 QPO。例如 GS 1124-684^[19], XTE J1550-564^[20], GX 339-4^[13], GRO J1655-40^[21] 等源。

3.1.2 B 型 QPO

B 型 QPO 一般出现在软中间态。其功率谱上也可能出现四个成分, 但与 C 型 QPO 不同, B 型 QPO 伴随较弱的幂律噪声。基频的峰较强, 分数 rms 大约为 4%, 品质因子大于 6, 并且中心频率的范围很窄, 在 6 Hz 附近。大多数时候峰的形状更像是高斯而不是洛伦兹形, 经常出现很弱的二次谐频成分, 有时在基频频率达到最大值时会有半频峰出现, 在一些特殊的时候半频的峰比基频更窄更强^[15]。基频的相位延迟为硬延迟, 二次谐频则为软延迟, 这与 C 型 QPO 是相反的。然而在半频时相位延迟与 C 型 QPO 是相同的, 都是软延迟。B 型 QPO 的中心频率与源的强度正相关^[6], 并且 B 型 QPO 有一个很奇怪的现象, 它可以在很短的时间内突然消失或出现, 目前这一现象还没有得到合理的解释。对 GX 339-4 进行研究后发现分数 rms 在 7%~10% 时, 只有 B 型 QPO 出现^[22], 这一点可以对 B 型 QPO 的划分加以限制。

在 GS 1124-684^[19], XTE J1550-564^[23], GX 339-4^[24], XTE J1859+226^[15], GRS 1739-278^[25] 等源中都发现了 B 型 QPO。

3.1.3 A 型 QPO

A 型 QPO 出现在软中间态, 这时的流量接近于爆发的最大值。功率谱只有两个成分, 一个较宽较弱的 QPO, 中心频率在 8 Hz 左右以及很弱的幂率噪声。没有发现半频和二次谐频成分。分数 rms 要小于其他两类, 在 GX 339-4 中小于 5%^[22]。在 QPO 频率处的相位延迟为软延迟, 其他的频率上基本都为 0。

该类 QPO 出现的几率远比 C、B 型 QPO 要小, 在 GS 1124-684^[19], GX 339-4^[24], XTE J1859+226^[15] 等源中发现了 A 型 QPO。

^①时间延迟 = 相位延迟/ $2\pi f$

3.1.4 低频 QPO 之间的快速转变

一些源中发现了不同类型 QPO 之间快速转变的现象, 这一现象发生的时标很短 (10 s), 而且转变都以 B 型 QPO 作为过渡, 没有发现 C 型和 A 型 QPO 之间的直接转变。目前这一现象还没有得到很好的解释。

Homan 发现当 XTE J1550-564 处在强度较低的态时, 频率为 6 Hz 的 QPO 很宽^[26]; 而当其处在强度较高的态时, QPO 会变窄。XTE J1859+226 中也发现了不同类型 QPO 之间的转变。结果表明, 如果源表现出一个 B 型 QPO, 则当其向低计数率的方向演化时会转变为 C 型 QPO; 而当其向高计数率演化时转变为 A 型 QPO。同样, A 型 QPO 向 B 型 QPO 转变时计数率减小, C 型 QPO 向 B 型 QPO 转变时计数率增加。没有观测到 C 型 QPO 和 A 型 QPO 之间的相互转变^[15]。与之相似的现象也出现在 GS 1124-68 中^[27]。Nespoli 在 GX 339-4 中观测到了一个 6 Hz 的 A 型 QPO 向 B 型 QPO 转变的过程, 转变还伴随着 B 型 QPO 谐频成分的出现; 在转变期间, 能谱变硬, 盘成分的流量减小 9%, 幂律成分的流量增加了 30%^[28]。Belloni 发现这一转变发生在硬中间态向软中间态过渡的时候^[24]。此外, Motta 也发现了 GX 339-4 中存在 A 型与 B 型 QPO 的转变, 但与 XTE J1859+226 不同的是从 B 型 QPO 向 A 型 QPO 转变时, 计数率减小。B 型 QPO 向 A 型 QPO 的转变也出现在黑洞候选体 H 1743-322 中, 但是没有发现盘成分和幂律成分有明显的变化。GRS 1915+105 中的 A、B 型 QPO 之间的转变与它们在 HID 图上的位置有关^[29]。2006 年 RXTE 卫星观测到的 X 射线暂现源 XTE J1817-330 中发现了从 B 型 QPO 向 A 型 QPO 转变的过程, 在该过程中能谱幂律指数减小, 幂律成分的流量有明显减小, 而盘成分流量无明显变化^[30]。

3.2 高频 QPO

高频 QPO (40 ~ 450 Hz) 是 BHTs 中中心频率最高的信号, 是探测广义相对论效应较好的探针。同时在产生高频 QPO 的理论模型成立的情况下, 可以用来估计黑洞的质量和自旋。目前只在 8 个源中发现了高频 QPO 现象, 其中 5 个来自 BHTs, 3 个来自 BHCs。在这 8 个源中, 4 个源表现为单个 QPO, 另外 4 个源出现双峰结构, 并且大多数双峰中心频率之比近似为 2 : 3 (见表 4)。所有的峰都是暂态的并且强度很弱, 只有在高光度时才能探测到, 分数 rms 只有 1% ~ 3%^[9], 并且高频 QPO 均在源处于或者接近软中间态时出现^[6]。

GRS 1915+105 中存在 2 对高频 QPO, 其中 1 对双峰频率之比为 3 : 5, 与其他 3 个双峰源中的高频 QPO 频率之比明显不同。Belloni 在该源中还发现了另一个峰, 中心频率是 27 Hz, 这与 41 Hz 的比率约为 2 : 3^[39]。

Belloni 等人在 2012 年利用 RXTE 的观测数据对 22 个黑洞暂现源 (包括候选体) 进行了大样本研究, 意在寻找这些源中频率范围在 100 ~ 1000 Hz 的高频 QPO 现象。在考虑一些缩减运算量的问题之后, 只在 XTE J1550-564 和 GRO J1655-40 中的 11 个观测信号里发现了高频 QPO。前者发现的 QPO 中心频率分别为 180 Hz 和 280 Hz, 与之前的结果一致; 而后的 4 个观测信号中双峰结构不太明显^[40]。最近, Belloni 和 Altamirano 对 GRS 1915+105 做了相似的尝试, 结果在 51 个观测信号中发现了高频 QPO 现象, 其中 48 个观测信号的中心频率在 63 ~ 71 Hz 之间^[41]。对该源 2003 年爆发的 3 个观测信号的功率谱取平均之后, 又

表 4 高频 QPO 现象

源	单峰/双峰	中心频率/Hz	双峰中心频率的近似比	参考文献
XTE J1650-500	单峰	250	—	[31]
4U 1630-47	单峰	频率不稳定	—	[32]
XTE J1859+226	单峰	190	—	[33]
IGR J17091-3624	单峰	66	—	[34]
GRO J1655-40	双峰	300 和 450	2:3	[35]
XTE J1550-564	双峰	184 和 276	2:3	[26]
H 1743-322	双峰	165 和 241	2:3	[36]
GRS 1915+105	双峰	113 和 168	2:3	[37]
GRS 1915+105	双峰	41 和 67	3:5	[38]

发现一对同时出现的高频 QPO, 中心频率为 34 Hz 和 68 Hz, 频率比为 $1:2$ ^[42]。

中子星 X 射线双星中也存在成对出现的 QPO 现象, QPO 的中心频率范围在 300~1300 Hz, 称为 kHz QPO 现象。与黑洞暂现源中高频 QPO 不同的是, kHz QPO 上频和下频的中心频率之间呈现幂律关系, 上频和下频中心频率之比不是近似等于 $3:2$, 而是随着上频中心频率的增加而逐渐减小^[43]。上频和下频中心频率之间的幂律关系可以用阿尔文波振荡模型解释^[44, 45]。

4 QPO 现象的理论解释

对于 QPO 而言, 我们一般侧重于解释观测的特征频率, 因为特征频率与产生 QPO 的物理机制的时标有着直接的联系。此外, 对 QPO 其他性质的研究也能够为理论模型的建立提供信息。比如, 大多数 QPO 出现在硬成分对总的能谱贡献显著的态上, 所以一般认为 QPO 起源于与硬成分有关的内层吸积流或者热的冕区^[46]。

4.1 低频 QPO 的理论解释

目前, 用于解释低频 QPO 现象的理论模型有很多, 其中最普遍适用的模型是相对论性进动模型, 本文仅介绍几种比较流行的模型。在广义相对论理论中, 轨道不是闭合的。除了在赤道平面内做开普勒运动的轨道频率 ν_ϕ 外, 小的扰动会在径向和垂向产生本轮运动, 对应的频率分别为 ν_r 和 ν_θ ^[47]。对于质量为 M 、角动量为 J 的克尔黑洞, 赤道圆轨道的轨道频率为:

$$\nu_\phi = \frac{\sqrt{GM/r^3}/2\pi}{1 + a_*(r_g/r)^{3/2}}, \quad (11)$$

其中 $a_* = Jc/GM^2$ 为黑洞的约化角动量, $r_g \equiv GM/c^2$ 。径向本轮运动频率和垂向本轮运动频率分别为:

$$\nu_r = \nu_\phi(1 - 6(r_g/r) + 8a_*(r_g/r)^{3/2} - 3a_*^2(r_g/r)^2)^{1/2}, \quad (12)$$

$$\nu_{\theta} = \nu_{\phi} (1 - 4a_*(r_g/r)^{3/2} + 3a_*^2(r_g/r)^2)^{1/2} . \quad (13)$$

对于偏心轨道 $\nu_r \neq \nu_{\phi}$, 产生近星点进动 (periastron precession), 频率为 $\nu_{\text{peri}} = \nu_{\phi} - \nu_r$ 。对于自旋不为 0 的黑洞, 假如轨道与赤道平面有一倾角, 那么 $\nu_{\theta} \neq \nu_{\phi}$, 由于参考系拖曳效应产生交点进动 (nodal precession), 进动频率为:

$$\nu_{\text{nodal}} = \nu_{\phi} - \nu_{\theta} = \nu_{\phi} [1 - \sqrt{1 - 4a_*(r_g/r)^{3/2} + 3a_*^2(r_g/r)^2}] . \quad (14)$$

Lense 和 Thirring 于 1918 年首先在忽略粘滞和弱场近似的条件下计算了交点^①进动频率, 所以交点进动又称为 Lense-Thirring 进动 (此后称为 LT 进动)^[48], 该进动频率为:

$$\nu_{\text{LT}} = \frac{GMa_*}{\pi c^2 r^3} . \quad (15)$$

LT 进动与中心天体的自旋紧密相关, 自旋为 0 时不会产生 LT 进动; 随着自旋的增加, 进动的频率增大。大多数情况下, $\nu_r < \nu_{\theta} < \nu_{\phi}$, 所以近星点进动频率大于 LT 进动频率。

Stella 最先将相对论性进动模型应用于解释黑洞双星低频 QPO 的问题。他认为低频 QPO 频率为 $2\nu_{\text{nodal}}$, 而 ν_l 近似等于 ν_{peri} ^[49]。这个模型能够产生近似的 PBK 关系, 但是该模型没能很好地解释 X 射线流量的调制, 而且与观测的频率相比, 其计算出来的最大频率太大。Schnittman 在 2006 年提出进动环模型, 认为低频 QPO 是由倾斜的热气体环绕着黑洞自旋轴的 LT 进动产生, 并且 X 射线流量的调制可能是由相对论性多普勒效应和光偏折效应引起的; 这一模型需要黑洞自旋轴与环的旋转轴之间的夹角为 $15^\circ \sim 20^\circ$ 左右时才能产生观测到的振幅, 倾角越大振幅越大^[50]。

目前较完善的相对论性进动模型是由 Ingram 等人提出的。该模型基于截断盘理论之上, 盘的外区是截断在半径 r_0 处几何薄吸积盘, 内盘是几何厚的热吸积流^[51]。 r_0 与 r_0 内某一半径 r_i 之间的吸积流做类似刚体式的进动, 能够产生观测到的 0.01~10 Hz 低频 QPO。这时进动的频率可表示为:

$$\nu_{\text{LT}} = \frac{5 - 2\zeta}{\pi(1 + 2\zeta)} \frac{a_* [1 - (r_i/r_0)^{1/2+\zeta}]}{r_0^{5/2-\zeta} r_i^{1/2+\zeta} [1 - (r_i/r_0)^{5/2-\zeta}]} \frac{c}{r_g} , \quad (16)$$

其中 r_i 和 r_0 都以 r_g 为单位。盘表面密度的形式为 $\Sigma = \sum_i (r/r_i)^{-\zeta}$ 。数值模拟表明 r_i 不是最内稳定圆轨道, 而是在盘表面密度骤降的位置。对于倾斜的吸积流, r_i 要远大于最内稳定圆轨道, 并且随着自旋的增加, r_i 也增加。 r_i 的增加将导致 QPO 频率的减小, 这与 QPO 频率随自旋增加相抵消, 最终的效果是 QPO 频率与自旋的相关性减弱。随着吸积率的增加, 截断半径 r_0 向内移动, 谱逐渐变软, QPO 频率增加, 与观测一致。这一模型结合了截断盘模型和 LT 进动, 既很好地解释了态的演化, 也很好地解释了低频 QPO 现象^[52-54]。

除相对论性进动模型外, Böttcher 和 Liang 认为团块的开普勒运动也是产生低频 QPO 的一种机制, 这些团块径向漂移将导致 QPO 频率的变化^[55, 56]。

^①这里的交点指的是吸积盘做开普勒运动的轨道平面与中心天体赤道平面的交点

Titarchuk 和 Osherovich 还提出了全局盘振荡模型 (Global disk oscillations), 该模型假设整个盘的垂向振荡可以产生 0.1 Hz 左右的低频 QPO^[57]。此外, 某些盘结构的径向振荡^[58]以及盘和冕之间转换层的振荡^[59]也可产生低频 QPO。

4.2 高频 QPO 的理论解释

对于质量为 $10 M_{\odot}$ 的史瓦西黑洞, 在最小稳定圆轨道处的频率为 220 Hz, 属于高频 QPO 的范围之内。这说明高频 QPO 可能与吸积盘内层吸积流的轨道运动有关。高频 QPO 的频率相对比较稳定, 随光度的改变不会发生很大的变化, 这一点与中子星 X 射线双星的 kHz QPO 截然不同。稳定的频率表明可能与黑洞的质量和自旋有关。Cui 等人提出 LT 进动能够解释一些源中的高频 QPO, 如 GRS 1915+105 中的 67 Hz QPO 以及 GRO J1655-40 中的 300 Hz QPO, 推测出这两个源的自旋都接近于理论预言的最大值 $a^* = 0.95$ ^[60]。

后来大量的观测事实证实黑洞双星存在着频率比近似为 2 : 3 的高频 QPO, 这暗示着它们可能由于某种共振机制引起^[9, 10]。

相对论共振模型认为, 在特定的半径处盘的轨道运动频率和本轮运动频率之间具有简单的整数比, 可以解释观测到的 2 : 3 的高频 QPO。例如, 当径向本轮运动频率与轨道运动频率之比 $\nu_r : \nu_{\phi}$ 等于 1 : 2 或者 1 : 3 时, 它们之间的非线性共振可以产生 2 : 3 的高频 QPO^[61]。1 : 2 或 1 : 3 的频率比能产生共振是因为本轮运动是非线性振子, 所以不仅当驱动频率 (这里是轨道运动频率) 接近于振子的本征频率时共振发生, 当这两个频率之比为合适的整数比时, 共振也能发生^[62]。这一理论很好地解释了 GRO J1655-40 中的两个高频 QPO (300 Hz 和 450 Hz)。当 $\nu_r : \nu_{\phi}$ 为 1 : 2 时, $\nu_{\phi} = 300$ Hz, 而 450 Hz QPO 由它们之间的组合频率 $\nu_r + \nu_{\phi}$ 产生; 当 $\nu_r : \nu_{\phi}$ 为 1 : 3 时, 唯一的可能是 $\nu_{\phi} = 450$ Hz, 而 300 Hz QPO 对应的是 $\nu_{\phi} - \nu_r$ ^[63]。

径向本轮运动频率 ν_r 与垂向本轮运动频率 ν_{ϕ} 之间的参数共振, 也可以产生 2 : 3 的高频 QPO。参数共振是一种特殊的非线性共振, 在某一特定频率处很小的扰动即可激发大振幅的振动。振子的本征频率是周期性变化的, 形式为:

$$\omega = \omega_0(1 + h \cos \omega_1 t) \quad , \quad (17)$$

其中 $h \ll 1$ 。当 $\omega_1/\omega_0 = 2/n$ 时, 共振发生 (n 为整数), 振幅呈指数增长直到达到饱和值。 n 值越小时振幅增长得越快^[62]。对于标准薄盘, 盘的扰动方程可以写成 ν_r 、 ν_{θ} 与一个压力项耦合的形式。垂向的振荡频率为:

$$\omega_0^2 = \nu_{\theta}^2 + \varepsilon \quad , \quad (18)$$

径向的振动频率为:

$$\omega_1^2 = \nu_r^2 + \gamma^2 \varepsilon \quad . \quad (19)$$

其中 ε 是压力改正, γ^2 是垂向与径向扰动程度之比。径向的运动会导致压力改正项的简谐变化, 进而造成垂向的本征运动频率在 ν_{θ} 处的简谐变化。假定 $\varepsilon \ll 1$, 所以 $\omega_0 \approx \nu_{\theta}$, $\omega_1 \approx \nu_r$ 。也就是满足 $\nu_r/\nu_{\theta} = 2/n$ 时, 共振发生。在此注意 $\nu_r < \nu_{\theta}$, 所以 n 的最小值是 3, 此时振幅增长得最快, 产生观测到的 2 : 3 的高频 QPO^[64]。

此外, 它们之间的组合频率还可能产生其他比例的 QPO, 比如 $(\nu_r + \nu_\theta)/\nu_\theta = 5/3$, 与 GRS 1915+105 中的 67 Hz 和 41 Hz QPO 之比一致^[64, 65]。半频成分也可能在振子振动中出现。垂向振动的振子半频在 $(1/3)\omega_0$ 处, 径向振动振子的半频在 $(1/2)\omega_1$ 处, 因此当 $\omega_1/\omega_0 = 2/3$ 时, 它们的半频频率相等。在 XTE J1550-564 中, 除了 270 Hz 和 180 Hz 的 2 个 QPO 外又发现了一个 90 Hz 的 QPO, 90 Hz QPO 就是半频成分^[65]。

Abramowicz 还指出, $\nu_\theta = 2\nu_r$ 或者 $\nu_\theta = 3\nu_r$ 时的共振也可能产生 2 : 3 的高频 QPO^[66]。

上述共振模型中, 发生共振的半径都是固定的, 所以产生的 QPO 频率为常数, 这与大多数黑洞暂现源中的高频 QPO 频率基本不变的观测事实是一致的。

除了相对论共振模型, 不同模式的盘振荡 (g 模式、c 模式、p 模式) 也能产生频率比为 2 : 3 的 QPO。Wagoner 指出, GRO J1655-40 中的 300Hz 和 450Hz QPO 分别是 g 模式和 c 模式振荡引起的; 由此估计出黑洞的质量是 $(5.9 \pm 1.0)M_\odot$, 与质量函数得到的值很接近^[67]。Rezzolla 等人计算了环形吸积流几何下的 p 模式振荡, 可以解释一些高频 QPO 现象^[68]。

此外, Wang 等人还提出过“CEBZMC”模型。由于吸积盘与黑洞之间的磁耦合, 会在吸积盘表面不同的半径 r_{in} 和 r_{out} 处产生两个亮斑。假设这两个亮斑做开普勒运动的轨道频率也满足 Kluzniak-Abramowicz 共振模型条件时, 可产生观测到的 2 : 3 的高频 QPO^[69]。

5 QPO 与其他 PDS 成分和不同辐射成分的经验关系

研究发现, QPO 和 PDS 中的各类成分之间存在相关性, 此类关系为研究黑洞的吸积与吸积盘结构提供了观测信息。

5.1 W-K 关系

Wijnads 和 van der Klis 发现黑洞 X 射线双星功率谱上的截断频率 ν_b 与低频 QPO 的频率 ν_{LF} (有时可能是宽的隆起成分的频率 ν_h) 有很明显的正相关关系, 被称为 W-K 关系。这一结果在中子星 X 射线双星中也被证实, 低光度的 Atoll 源与黑洞 X 射线双星有着同样的关系, 这一关系在 3 个频率量级之内都存在 (0.1 ~ 100 Hz)。而高光度 Z 源中发现的关系在 Atoll 源和黑洞上方 (见图 6)^[70]。

Wijands 和 van der klis 两人用的是截断的幂律形式 (broken power-law) 拟合宽带噪声, 中心频率为 ν_{QPO} 的洛伦兹函数拟合低频 QPO。Belloni 在 2002 年用多个洛伦兹函数拟合功率谱重新验证了这一关系, 并且添加了多个源的数据, 发现不同源之间的 W-K 关系是不同的^[14]。

黑洞 X 射线双星与 Atoll 源相似的关系表明, 有无硬表面、磁层对这些变化成分并没有直接的影响, 因此, 这些成分可能是由于吸积流的不稳定性对吸积率的调制引起的^[70]。

5.2 PBK 关系

Psaltis 等人发现了黑洞 X 射线双星中低频 QPO 的频率 (有时是 L_h 成分的频率) 与高频的宽带噪声 L_c 成分频率之间也存在很好的正相关关系 (见图 7)^[71], 这一关系被称为 PBK

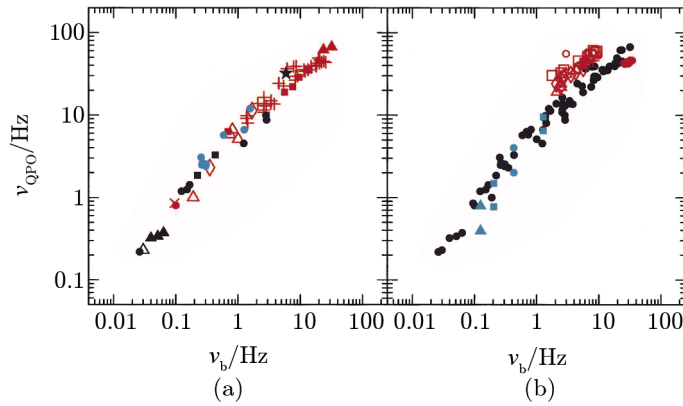


图 6 W-K 关系^[70]

(a) 黑色的点代表黑洞暂现源, 红色的点代表 atoll 源, 蓝色的点为毫秒脉冲星 SAX J1808.4-3658; (b) 黑色的点代表黑洞暂现源、atoll 源和毫秒脉冲星, 红色的点代表 Z 源, 蓝色的点代表有 2 个 QPO 的源。

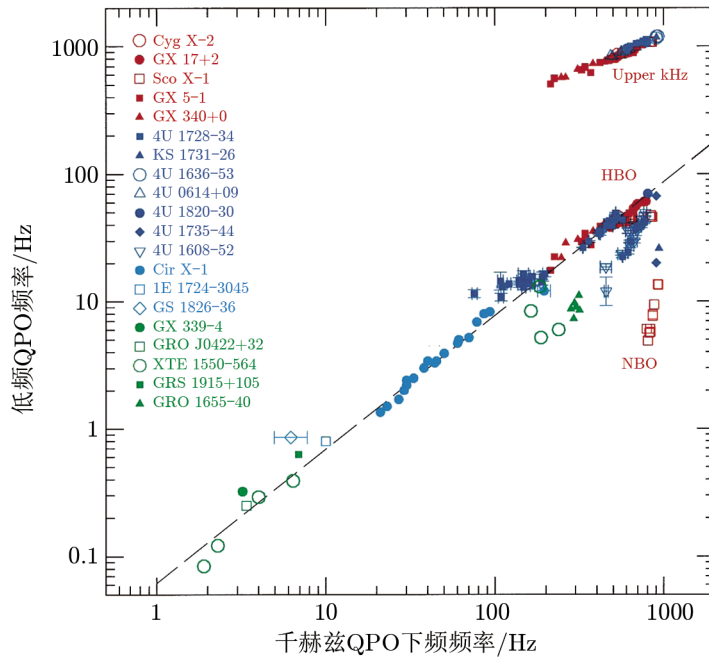


图 7 PBK 关系^[71]

不同形状不同颜色的标识代表不同的源 (见左上角), 绿色标识表示黑洞暂现源。

关系。

在中子星 X 射线双星和白矮星中也存在相似的高频成分与低频 QPO 之间的 PBK 关系, 这一关系在 5 个频率量级范围内都存在^[72]。

之后很多科学家, 如 Nowak^[73]、Wijnands^[74]、Olive^[75]、Reig^[76] 等, 一系列工作都验证了 PBK 关系的真实性。

低频 QPO 和宽带噪声的 L_i 之间的相关性表明两者可能由同一种机制产生。Zhang 等人提出 ν_{LF} 与 ν_i 是不同半径处的阿尔文波振荡频率, 该理论符合观测到的线性关系^[72]。

5.3 B-H 关系

Belloni 和 Hasinger 首先在 Cyg X-1 中发现, 截断频率 ν_b 与宽带噪声平台部分的功率密度水平反相关^[77], 被称为 B-H 关系。之后在 GX 339-4、GS 1124-68^[78-80] 中也发现了类似的规律。Belloni 在 2002 年增加了黑洞暂现源 XTE J1118+480 和 3 个低光度的 X 射线暴源的数据 (见图 8), 进一步验证了这一关系并给出了理论解释。

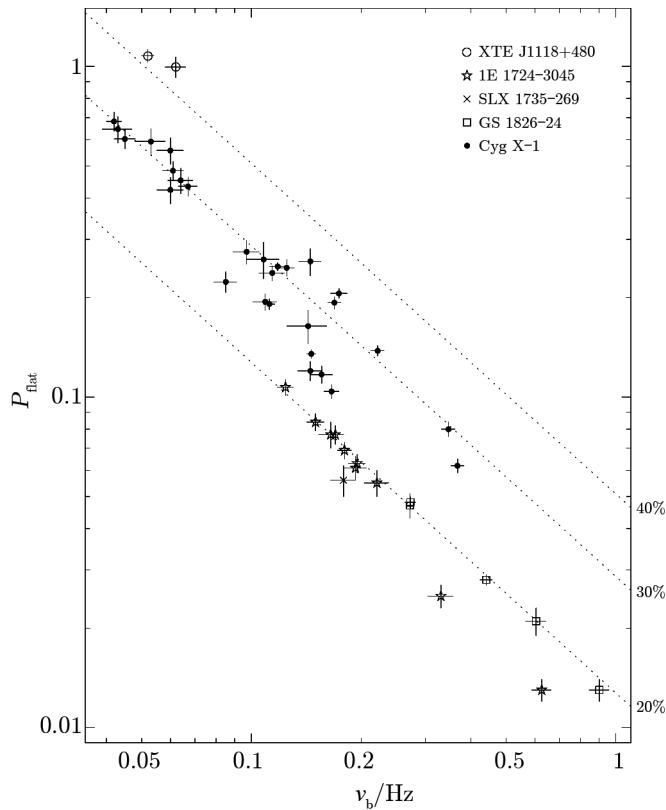


图 8 B-H 关系^[14]

三条点线分别表示分数 rms 为 40%, 30%, 20%。

对一个中心频率为 0 的洛伦兹函数, 从式 (4) 可知, $P_{\text{flat}} = r^2/\pi\Delta$ 。如果分数 rms 为常数, 那么 P_{flat} 也就正比于 $1/\Delta$ 。又由于特征频率 $\nu_{\text{max}} = \sqrt{\nu_0^2 + \Delta^2}$, 当 $\nu_0 = 0$ 时有

$\nu_{\max} = \Delta$, 那么 P_{flat} 也就正比于 $1/\nu_{\max}$ 。所以当分数 rms 为常数的时候, 我们观测到的平台噪声的功率密度与特征频率 ν_b 之间成反比。图中点线表示在分数 rms 为不同常数情况下的结果, 可以发现与观测事实比较相符, 不同的源落在不同分数 rms 的直线上。所以可以推断 L_b 成分的分数 rms 是常数, 但不同的源会有不同的值^[14]。

5.4 低频 QPO 与幂律成分流量的关系

低频 QPO 的 rms 振幅在光子能量大于 10 keV 时达到最大值^[81, 82], 并且在高达 60 keV 时也能探测到^[83]。这说明低频 QPO 与 X 射线能谱中的非热成分有紧密的联系。此外, 低频 QPO 通常与能谱中的硬尾巴 (hard tail) 有关^[84]。于是, Motta 研究了 GX 339-4 的低频 QPO 与幂律成分流量的关系, 发现不同类型的低频 QPO 与幂律成分流量有着明显不同的关系 (如图 9 所示)^[17]。

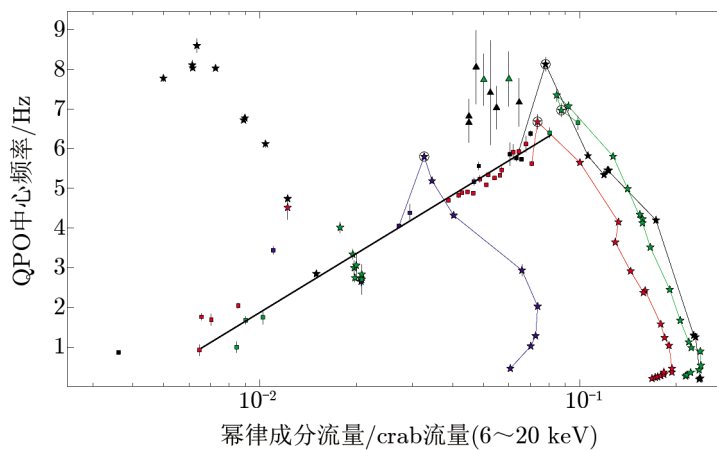


图 9 GX 339-4 中的低频 QPO 与幂律成分流量 (6 ~ 20 keV) 之间的关系^[17]
标记同图 5, 黑色实线为作者加注。

C 型 QPO 落在了图的右方, 不同的爆发, 幂律成分流量水平不同, 在图上表现出不同的轨迹。每次爆发探测到的 QPO 的频率范围都是 0.1 ~ 9 Hz。C* 型 QPO 出现在图的左半部分, 4 次爆发都发现了这种类型 QPO。与 C 型 QPO 不同, 不同爆发对应的频率范围不同。A 型 QPO 集中在非常窄的频率范围和流量范围内, 其出现的位置与向软中间态转换之前出现的最后一个 C 型 QPO 的位置比较接近。在下降阶段没有发现 A 型 QPO。

B 型 QPO 的频率与幂律成分流量之间有很好的正相关关系, 这一关系在很大的流量范围内都保持得很好, 说明 B 型 QPO 的频率很大程度上依赖于幂律成分流量。从图中也可以发现 B 型 QPO 与其他两种类型 QPO 有着明显不同的关系, 表明不同类型低频 QPO 可能是由于不同的机制导致的^[17]。

此外, Sobczak 等人研究了 GRO J1655-40 以及 XTE J1550-564 中低频 QPO 中心频率与幂律成分流量的关系, 发现两者都呈现正相关。其中 GRO J1655-40 中低频 QPO 的中心频率与幂律成分流量的关系与 GX 339-4 中的这一关系趋势相同, 但是这两个源中心频率

范围没有重叠,导致这两个源中的关系无法直接比较^[85]。

5.5 低频 QPO 与盘成分流量的关系

如果幂律成分是由盘中光子的逆康普顿散射产生的,并且在散射的过程中原初震荡的相干性没有被破坏,那么低频 QPO 也可能产生于吸积盘。逆康普顿散射需要的高能光子可能由某种类型的震荡不稳定性产生,在这种情况下,盘温度或者盘成分流量就能影响 QPO 的性质。

Remillard 对 XTE J1550-564、H 1743-322 的低频 QPO 频率与盘成分流量的关系进行了研究(如图 10 所示)。研究发现在硬态和中间态出现的 C 型 QPO,其频率与盘成分流量之间有很强的线性关系;SPL 态出现的 A 型和 B 型 QPO 的频率与盘成分流量之间没有这种线性关系。这一现象目前还没有得到很好的解释,可能是硬态和 SPL 态的 QPO 是由不同机制产生的;也可能两者由同一机制产生,但向 SPL 态过渡时达到了某种动态饱和,造成了 QPO 的不同^[10]。

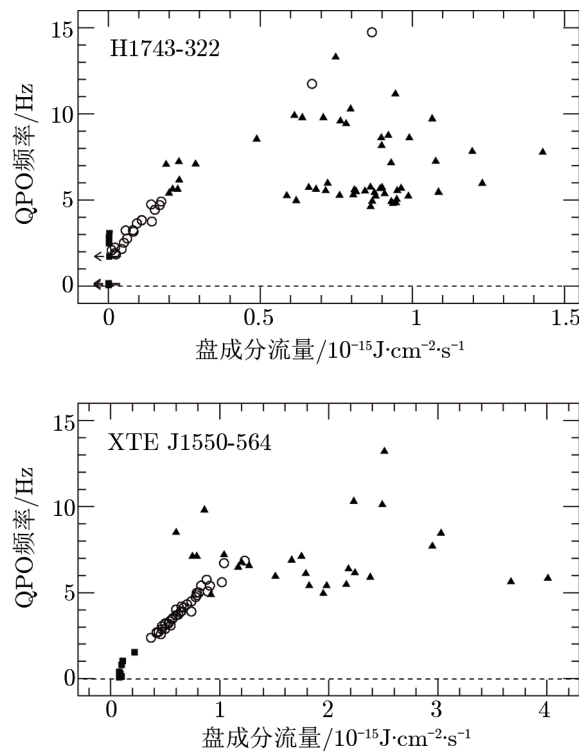


图 10 XTE J1550-564 和 H1743-322 中低频 QPO 与盘成分流量的关系^[10]

其中正方形代表硬态,圆圈代表中间态,这两个态中存在 C 型 QPO。三角形代表陡的幂律态,该态中存在 A 型和 B 型 QPO。从图中可以发现 C 型 QPO 与盘成分流量之间有很好的线性关系,而 A 型和 B 型 QPO 没有。

GX 339-4 中也探测到了三种类型 QPO,但是它们的频率与盘流量的关系显然不同于 XTE J1550-564、H 1743-322。不同类型的 QPO 有着相似的轨迹,都表现出频率与盘成分流量之间有明显的相关关系(如图 11 所示)。其中 A 型 QPO 落在了盘流量最高的区域,C 型

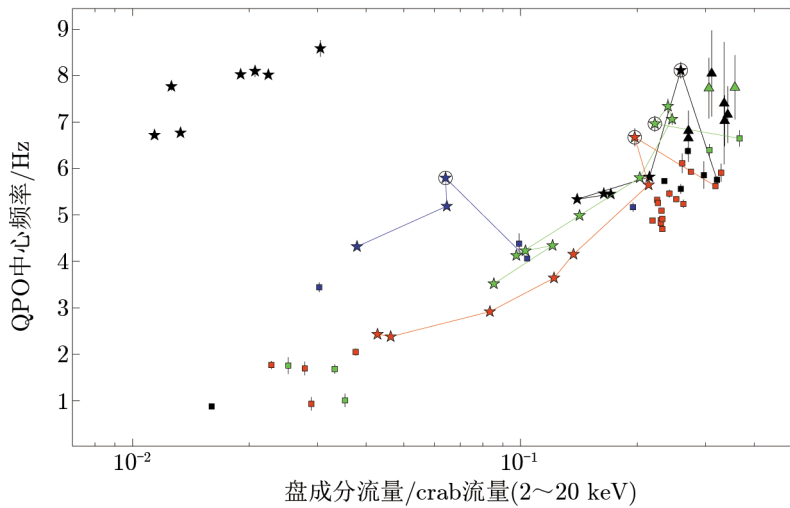


图 11 GX 339-4 中低频 QPO 与盘成分流量的关系^[17] (标记同图 5)

与 B 型 QPO 的盘流量范围一致^[17]。

5.6 QPO 的中心频率与光子能量的关系

QPO 的中心频率会随光子能量的变化而发生变化。Qu 等人对 GRS 1915+105 的研究发现, 当 QPO 的中心频率小于 3 Hz 时, 中心频率与光子能量呈反相关; 当 QPO 的中心频率大于 3 Hz 时, 中心频率随光子能量的增加而显著增加; 在 3 Hz 附近, QPO 的中心频率与光子能量之间没有明显的关系^[86]。Li 等人对源 XTE J1550-564 进行研究所得结果表明, 当 QPO 的中心频率大于 3.3 Hz 时, 中心频率随光子能量的增加而增加, 在 6 ~ 8.5 Hz 之间增加得最快; 而当 QPO 的中心频率小于 0.8 Hz 时, 中心频率不随光子能量的变化而变化; 中心频率在 0.8 ~ 3.3 Hz 之间时, QPO 的中心频率随光子能量的增加而略微增加^[87]。

6 总结与展望

本文总结了近期黑洞暂现源中与 QPO 现象有关的一些重要工作。相对论性进动模型在解释 C 型 QPO 现象方面取得了很大成功, 并且符合谱态的演化规律; 相对论性共振模型和盘振荡模型解释了高频 QPO 双峰之间的 2 : 3 关系。但是这些 QPO 的理论模型还存在争议。Qu 等人发现 GRS 1915+105 中低频 QPO 的中心频率和相位延迟都具有能量依赖性, 并且 QPO 的中心频率和相位延迟反相关^[86], 这用相对论性进动模型是解释不通的。在 Ingram 的模型中盘是截断的, 是什么原因导致盘的截断目前还不明确。此外, 关于三种子类低频 QPO 起源的不同尚不清楚。从图 4 中可以看出, 三种子类低频 QPO 明显分布在不同的区域, C 型 QPO 与 A 型 QPO 的中心频率与幂律成分流量之间的关系具有相似性, 但是两者的

时变特征又有明显的不同,特别是在宽带噪声方面。C型QPO出现时,噪声为很强的有限带宽噪声,而A型QPO对应着很弱的幂律噪声。这两者究竟是由相同的机制产生还是由不同的物理过程产生,目前还没有合理的解释。B型QPO的中心频率与幂律成分流量之间的关系与C型和A型QPO之间的关系是截然不同的,这暗示着B型QPO可能有不同的起源。

目前探测到的高频QPO数目很少,主要原因是这类QPO信号很弱。相对论性共振模型可以很好地解释观测到的2:3的高频QPO,但是该模型具有不同的模式,到底发生共振的是哪一种模式还不清楚。此外,共振模型下X射线是如何调制的,以及这些模式是怎样激发的等问题都没有达成共识。我们需要寻找更多的高频QPO现象以及新的规律对这些模式提出更严格的限制。

目前测量黑洞质量较准确的方法是质量函数方法,但是该方法需要长时间的多波段观测。通过X射线连续谱的拟合和铁线轮廓的拟合可以得到黑洞自旋,前提是知道黑洞质量、盘倾角以及源的距离,这给测量黑洞自旋带来了很大的不确定性。而利用黑洞暂现源时变的性质,只要同时存在一对高频QPO和一个低频QPO,并且QPO的理论模型确定,就可以利用观测到的QPO现象独立地测量黑洞的质量和自旋。这种方法只利用了黑洞暂现源的时变性质,降低了不确定性,并且可以同时测得黑洞的质量和自旋^[88]。

RXTE卫星已于2012年1月停止工作,我们需要新的有特色的观测设备对黑洞暂现源等有趣的天体做进一步的研究。RXTE的继任者是印度的多波段观测设备ASTROSAT,该卫星预计将于2014年发射升空,预期的使用寿命是5年。ASTROSAT携带了5类不同的探测器用于同时的多波段观测:(1)2架40cm紫外成像望远镜(UVIT)覆盖远紫外到光学波段,可以用来观测伴星,寻找在宁静态时期更暗的暂现源,并且更精确地测量中心天体的质量;(2)1个全天监测器(SSM),用于监测X射线天空,寻找新的暂现源以及爆发现象;(3)1个与RXTE的正比计数器(PCA)十分相似的设备LAXPC,该设备包含3个相同的正比计数器单元,能量范围为3~80keV,在能量为10keV时的有效面积是6000cm²,LAXPC填补了RXTE卫星停止工作之后的空缺;(4)1架软X射线望远镜(SXT),能量范围为0.3~8keV,在1keV处的有效面积大约是200cm²;(5)1个硬X射线波段的探测器CZTI,能量范围为10~150keV,有效面积是1000cm²。最后2个探测器是LAXPC的补充,这3个设备同时的多波段观测,对黑洞暂现源快速变化,以及这些过程中涉及到的辐射机制的研究具有重要的意义。

最近,LOFT卫星入选了欧洲航天局宇宙观计划(Cosmic Vision programme),有机会在2022年左右发射升空。该卫星上的大面积探测器LAD(Large Area Detector)在8keV处的有效面积大约是12m²,远大于RXTE和ASTROSAT的有效面积,这一优点有利于探究QPO现象的本征性质以及寻找分数rms更低的高频QPO。此外,LOFT具有较高的能谱分辨率,有利于更好地了解QPO的性质与能谱演化的关系。

在X射线天文学日益发展的今天,我国也将拥有自己的空间望远镜HXMT,该卫星预计在2015年发射。它的能量范围为1~250keV,有效面积较大,对解决QPO能量依赖性的问题有很大帮助。

“X射线时变和偏振”卫星(XTP)项目是我国“天体号脉”科学计划的重要项目之一,

它是一台大探测面积 (6.4 m^2)、较宽能量范围 ($1 \sim 30 \text{ keV}$) 的 X 射线天文望远镜。其主要的科学目标是研究 X 射线源的多波段快速光变现象, 以及银河系弥散的 X 射线辐射和高温气体的性质, 同时还可以研究伽马射线暴和 X 射线亮源的偏振。该卫星包括 6 架面积为 4000 cm^2 的低能 X 射线望远镜 ($0.3 \sim 15 \text{ keV}$), 1 架面积为 40000 cm^2 的高能 X 射线望远镜 ($1 \sim 30 \text{ keV}$), 1 架高能 X 射线偏振望远镜 ($10 \sim 300 \text{ keV}$), 1 架低能 X 射线望远镜 ($2 \sim 10 \text{ keV}$) 和 1 个 X 射线全天监视器^[89]。XTP 可以用来研究黑洞暂现源的快速变化现象, 将为 QPO 的研究提供新的观测支持。该卫星预计于 2020 年发射, 比 LOFT 早 2 年。

虽然 ASTROSAT 和 HXMT 还没有发射, LOFT 和 XTP 仍然处在规划阶段, 但是我们可以憧憬不久的将来, 利用这些卫星的数据可以帮助我们揭开有关黑洞暂现源 QPO 现象的未解之谜。

致谢

感谢屈进禄、高汉秦、张震、王亚楠对文章提出的修改意见。

参考文献:

- [1] Webster B L, Murdin P. *Nature*, 1972, 235: 37
- [2] Bolton C T. *Nature*, 1972, 240: 124
- [3] Cowley A P, Crampton D, Hutchings J B, et al. *ApJ*, 1983, 272: 118
- [4] Ozel F, Psaltis D, Narayan R, et al. *ApJ*, 2010, 725: 1918
- [5] Rhoades C E, Ruffini R. *Phys. Rev. Lett.*, 1974, 32: 324
- [6] Belloni T, Motta S, Muñoz-Darias T, et al. *BASI*, 2011, 39: 409
- [7] Belloni T M. *The jet paradigm: from microquasars to quasars*, Lecture Notes in Physics, Belloni T, eds. Berlin: Springer Verlag, 2010: 794
- [8] Yu W F, Lamb F K, Fender R, et al. *ApJ*, 2007, 663: 1309
- [9] McClintock J E, Remillard R A. *Compact Stellar X-ray Sources*, Lewin W H G, van der Klis M, eds. Cambridge: Cambridge University press, 2006: 158
- [10] Remillard R A, McClintock J E. *ARA&A*, 2006, 44: 49
- [11] 屈进禄, 宋黎明, 吴枚, 等. *天文学进展*, 2002, 20(2): 120
- [12] Leahy D A, Darbro W, Elsner R F, et al. *ApJ*, 1983, 266: 160
- [13] Miyamoto S, Kimura K, Kitamoto S, et al. *ApJ*, 1991, 383: 784
- [14] Belloni T, Psaltis D, van der Klis M. *ApJ*, 2002, 572: 392
- [15] Casella P, Belloni T, Homan J, et al. *A&A*, 2004, 426: 587
- [16] Casella P, Belloni T, Stella L. *ApJ*, 2005, 629: 403
- [17] Motta S, Muñoz-Darias T, Casella P, et al. *MNRAS*, 2011, 418: 2292
- [18] Reig P, Belloni T, van der Klis M, Méndez M, et al. *ApJ*, 2000, 541: 883
- [19] Miyamoto S, Iga S, Kitamoto S, et al. *ApJ*, 1993, 403: L39
- [20] Remillard R A, Sobczak G J, Munro M P, et al. *ApJ*, 2002, 564: 962
- [21] Méndez M, Belloni T, van der Klis M. *ApJ*, 1998, 499: L187
- [22] Muñoz-Darias T, Motta S, Belloni T M. *MNRAS*, 2011, 410: 679
- [23] Wijnands R, Homan J, van der Klis M. *ApJ*, 1999a, 526: L33
- [24] Belloni T, Homan J, Casella P, et al. *A&A*, 2005, 440: 207
- [25] Wijnands R, Méndez M, Miller J M, et al. *MNRAS*, 2001, 328: 451
- [26] Homan J, Wijnands R, van der Klis M, et al. *ApJS*, 2001, 132: 377

- [27] Takizawa M, Dotani T, Mitsuda K, et al. *ApJ*, 1997, 489: 272
- [28] Nespoli E, Belloni T, Homan J, et al. *A&A*, 2003, 412: 235
- [29] Soleri P, Belloni T, Casella P. *MNRAS*, 2008, 383: 1089
- [30] Sriram K, Rao A R, Choi C S. *A&A*, 2012, 541: A6
- [31] Homan J, Klein-Wolt M, Rossi S, et al. *ApJ*, 2003, 586: 1262
- [32] Klein-Wolt M, Homan J, van der Klis M. *Nucl. phys. B Proc. Suppl.*, 2004, 132: 381
- [33] Cui W, Shrader C R, Haswell C A. *ApJ*, 2000, 535: L123
- [34] Altamirano D, Belloni T. *ApJ*, 2012, 747: L4
- [35] Strohmayer T E. *ApJ*, 2001, 552: L49
- [36] Homan J, Miller J M, Wijnands R, et al. *ApJ*, 2005, 623: 383
- [37] Remillard R A. *AIPC*, 2004, 714: 13
- [38] Morgan E H, Remillard R A, Greiner J. *ApJ*, 1997, 482: 993
- [39] Belloni T, Méndez M, Sanchez-Fernandez C. *A&A*, 2001, 372: 551
- [40] Belloni T, Sanna A, Méndez M. *MNRAS*, 2012, 426: 1701
- [41] Belloni T, Altamirano D. *MNRAS*, 2013a, 432: 10
- [42] Belloni T, Altamirano D. *MNRAS*, 2013b, 432: 19
- [43] Zhang C M, Yin H X, Zhao Y H, et al. *MNRAS*, 2006, 366: 1373
- [44] Zhang C M. *A&A*, 2004, 423: 401
- [45] 王静, 张承民, 尹红星, 等. *天文学进展*, 2011, 29(3): 277
- [46] Done C, Gierlinski M, Kubota A. *A&A*, 2007, 15: 1
- [47] van der Klis M. *Compact Stellar X-Ray Sources*, Lewin W H G, van der Klis M, eds. Cambridge: Cambridge University press, 2006: 39
- [48] Lense J, Thirring H. *Phys. Z.*, 1918, 19: 156
- [49] Stella L, Vietri M, Morsink S M. *ApJ*, 1999, 524: L63
- [50] Schnittman J D, Homan J, Miller J M. *ApJ*, 2006, 642: 420
- [51] Esin A A, McClintock J E, Narayan R. *ApJ*, 1997, 489: 865
- [52] Ingram A, Done C, Fragile P C. *MNRAS*, 2009, 397: L101
- [53] Ingram A, Done C. *MNRAS*, 2010, 405: 2447
- [54] Ingram A, Done C. *MNRAS*, 2011, 415: 2323
- [55] Böttcher M, Liang E P. *ApJ*, 1998, 506: 281
- [56] Böttcher M, Liang E P. *ApJ*, 1999, 511: L37
- [57] Titarchuk L, Osherovich V. *ApJ*, 2000, 542: L114
- [58] Chakrabarti S K, Manickam S G. *ApJ*, 2000, 531: L41
- [59] Nobili L, Turolla R, Zampieri L, et al. *ApJ*, 2000, 548: L137
- [60] Cui W, Zhang S N, Chen W. *ApJ*, 1998, 492: L53
- [61] Kluźniak W, Abramowicz M A. *astro-ph/0105057*, 2001
- [62] Landau L D, Lifschitz E M. *Mechanics*. Oxford: Pergamon press, 1976: 87
- [63] Abramowicz M A, Kluźniak W. *A&A*, 2001, 374: L19
- [64] Kluźniak W, Abramowicz M A. *astro-ph/0203314*, 2002
- [65] Kluźniak W, Abramowicz M A. *astro-ph/0304345*, 2003
- [66] Abramowicz M A, Kluźniak W. *AIPC*, 2004, 714: 21
- [67] Wagoner R V, Silbergleit A S, Ortega-Rodriguez M. *ApJ*, 2001, 429: L25
- [68] Rezzolla L, Yoshida S, Maccarone T J, et al. *MNRAS*, 2003, 344: L37
- [69] Wang D X, Ye Y C, Huang C Y. *ApJ*, 2007, 657: 428
- [70] Wijnands R, van der Klis M. *ApJ*, 1999b, 514: 939
- [71] Psaltis D, Belloni T, van der Klis M. *ApJ*, 1999, 520: 262
- [72] Zhang C M, Yin H X, Zhao Y H. *PASP*, 2007, 119: 393
- [73] Nowak M A. *MNRAS*, 2000, 318: 361
- [74] Wijnands R, Miller J M, van der Klis M. *MNRAS*, 2002, 331: 60

- [75] Olive J, Barret D, Gierlinski M. ApJ, 2003, 583: 416
- [76] Reig P, van Straaten S, van der Klis M. ApJ, 2004, 602: 918
- [77] Belloni T, Hasinger G. A&A, 1990, 227: L33
- [78] Miyamoto S, Kitamoto S, Iga S, et al. ApJ, 1994, 435: 398
- [79] van der Klis M. A&A, 1994, 283: 469
- [80] Méndez M, van der Klis M. ApJ, 1997, 479: 926
- [81] Rodriguez J, Durouchoux P, Mirabel I F, et al. A&A, 2002, 386: 271
- [82] Vignarca F, Migliari S, Belloni T, et al. A&A, 2003, 397: 729
- [83] Tomsick J A, Kaaret P. ApJ, 2001, 548: 401
- [84] Sobolewska M A, Zycki P T. MNRAS, 2006, 370: 405
- [85] Sobczak G J, McClintock J E, Remillard R A, et al. ApJ, 2000, 531: 537
- [86] Qu J L, Lu F J, Lu Y, et al. ApJ, 2010, 710: 836
- [87] Li Z B, Qu J L, Song L M, et al. MNRAS, 2013, 428: 1704
- [88] Motta S E, Belloni T, Stella L, et al. MNRAS, 2014, 437: 2554
- [89] 张双南. 国际太空, 2009, 12: 6

Quasi-periodic Oscillations in Black Hole Transients

ZHANG Liang, CHEN Li, LI Zhao-sheng, WANG De-hua, BU Qing-cui

(Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

Abstract: Black hole transients (BHTs) are X-ray binaries in which the central compact object is believed to be a black hole. The X-ray emission of these systems is transient, which is characterized as long periods of inactivity interrupted by short outbursts. Up to now, along with 32 black hole candidates, 17 X-ray binary systems are identified as black hole transients.

QPOs are general features in almost all black hole transients. The QPOs in BHTs can be divided into two subclasses in terms of frequency: low-frequency QPO ranging from a few mHz to 10 Hz and high-frequency QPO ranging from 40 Hz to 450 Hz. Among the most promising models for low frequency QPO are the one that invokes Lense-Thirring (LT) precession. The global disk oscillation model and radial oscillation model are also considered to interpret some low frequency QPOs. Meanwhile, several models have been proposed to interpret the high-frequency QPO, such as the relativistic resonance model and disk-oscillation model. The study of QPOs in BHTs provides an indirect way to understand the accretion physics and the properties of the innermost regions of the accretion flow around stellar-mass black holes. Their behaviors may also provide tests of general relativity (GR) in the strong-field limit. In addition, the study of correlations associated with QPO frequencies may put forward constraints on the current models.

Key words: black hole transients; accretion disk; QPO